

# Комбинированная двухзонная модель резонансно-туннельного диода

© И.И. Абрамов<sup>¶</sup>, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломейцева

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
220013 Минск, Беларусь

(Получена 24 августа 2006 г. Принята к печати 27 марта 2007 г.)

Предложена комбинированная двухзонная модель резонансно-туннельного диода, основанная на полуклассическом и квантово-механическом (формализм волновых функций) подходах. Ее главная особенность — возможность учета взаимодействия различных классических и квантово-механических областей прибора при одновременном учете  $\Gamma$ - $X$ -междолинного рассеяния. Показано, что с помощью модели можно получить удовлетворительное согласование с экспериментальными данными по вольт-амперным характеристикам и объяснить область „плато“ на этих характеристиках в рамках стационарной модели.

PACS: 73.40.Gk, 68.65.Cd

## 1. Введение

Анализ современных исследований физики резонансно-туннельных диодов (РТД), показывает, что на их функционирование существенное влияние могут оказывать детали структуры зон. Так, в [1] было установлено, что в структурах на основе  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $0.4 \leq x \leq 1$ ) вероятность прохождения электронов зависит от их состояний в  $\Gamma$ - и  $X$ -долинах и взаимодействия между ними. По этой причине был разработан ряд двухзонных моделей резонансно-туннельных структур, учитывающих эффект  $\Gamma$ - $X$ -междолинного рассеяния [1–3].

К двухзонным можно также отнести модели, учитывающие перенос электронов в зоне проводимости и валентной зоне. Такие модели обычно используются для расчета электрических характеристик резонансно-туннельных структур с межзонным туннелированием. В рамках формализма волновых функций были разработаны модели, основанные на методах [4]: псевдопотенциалов, сильной связи и огибающей функции. Наиболее простой моделью, учитывающей перенос электронов в зоне проводимости и валентной зоне, является модель Кэйна [5,6]. Динамика носителей заряда рассматривается в пределах зоны проводимости и около потолка валентной зоны в отсутствие вырождения. Недостатком модели является наличие связи между зонами даже в отсутствие внешнего электрического поля при описании межзонного туннелирования, что затрудняет физическую интерпретацию получаемых результатов [7]. В двухзонных моделях, к сожалению, используется упрощенное описание валентной зоны [8].

Более сложными являются трехзонные модели, описывающие перенос электронов в  $\Gamma_1$ -,  $X_1$ - и  $X_3$ -долинах [9–12]. При этом влияние других долин считается пренебрежимо малым.

Применение еще более сложных многозонных моделей в рамках формализма волновых функций, хотя и возможно, однако приводит к сильному усложнению граничных условий.

Кроме формализма волновых функций, для построения многозонных моделей резонансно-туннельных структур используются также формализмы функций Вигнера [13] и Грина [14–16]. В них, как правило, применяется метод сильной связи для учета зонной структуры и  $\Gamma$ - $X$ -междолинного рассеяния. Главный недостаток этого метода в моделях различных формализмов заключается в необходимости использования большого количества эмпирических параметров, что в конечном итоге приводит к увеличению вычислительных затрат.

Обращает на себя внимание и то, что с применением многозонных моделей РТД редко удается получить удовлетворительное согласование с экспериментальными данными. Наиболее удачные результаты получены с помощью десятизонной модели в рамках формализма функций Грина [15,16], требующей использования ЭВМ высокой производительности. Так как модели, учитывающие более детально зонную структуру, сложны и малоэффективны, разработка и совершенствование более простых двухзонных моделей РТД является актуальной задачей.

В данной работе описана комбинированная двухзонная модель РТД, основанная на полуклассическом и квантово-механическом (формализм волновых функций) подходах, которая может быть реализована на персональных ЭВМ, и позволяющая получить удовлетворительное согласование с экспериментальными результатами.

## 2. Модель

Модель разработана на основе однозонной комбинированной модели [17,18] и двухзонных моделей [19–22]. Она позволяет рассчитывать волновые функции, самосогласованный заряд и потенциал, коэффициент прозрачности, вольт-амперные характеристики (ВАХ) в зависимости от конструктивно-технологических и электрофизических параметров приборной структуры. Ее главная особенность — возможность учета взаимодействия различных классических и квантово-механических областей

<sup>¶</sup> E-mail: nanodev@bsuir.edu.by

исследуемого прибора, а также учет  $\Gamma$ – $X$ -междолинного рассеяния.

Рассмотрим сущность предложенной модели. Важно отметить, что в модели структура представлена в виде трех областей: контакты, приконтактные области и активная область. К активной области относятся потенциальные барьеры и расположенная между ними квантовая яма.

Влияние контактов учитывалось с помощью контактной разности потенциалов [23]. В приконтактных областях вместо обычно используемого приближения Томаса–Ферми для подвижных носителей заряда [19,20] применяется более простая Больцмановская аппроксимация статистики Ферми–Дирака, в которой учтено влияние эффектов сильного легирования [23], а именно

$$n = n_{ie} \exp\left(\frac{(\Phi - F_n)q}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где  $n_{ie}$  — эффективная собственная концентрация,  $\Phi$  — электростатический потенциал,  $F_n$  — квазипотенциал Ферми электронов,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $q$  — величина заряда электрона.

Предложенная численная модель реализуется в виде двух этапов. На первом этапе самосогласованно решаются уравнения Шредингера в активной области прибора для основной зоны и уравнение Пуассона в более протяженной области прибора между контактами следующего вида:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{m^*} \frac{\partial}{\partial x} \psi \right) + U\psi = E\psi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon_S \epsilon_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) = -q(N_D - n), \quad (3)$$

где  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $\psi$  — волновая функция,  $E$  — энергия электрона,  $U$  — потенциальная энергия электрона,  $\epsilon_S$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $N_D$  — концентрация ионизированных доноров.

В активной области концентрация электронов  $n$  вычисляется с использованием волновых функций  $\psi(E_k)$  и концентрации электронов для каждого из состояний  $k$  по известной формуле [20], которая в нашем случае принимает вид

$$n = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \sum_k |\psi(E_k)|^2 \times \ln \left( 1 + \exp \left( -\frac{E_k + \Delta E_C - q(F_n - \Phi)}{k_B T} \right) \right), \quad (4)$$

где  $\Delta E_C$  — разрыв основной зоны проводимости барьера относительно квантовой ямы.

Начальное приближение для потенциала  $\Phi$  задается исходя из предположений: электронейтральности и справедливости для подвижных носителей заряда Больцмановской аппроксимации (1) для всего прибора; постоянства квазипотенциала Ферми в приконтактных областях и его линейного изменения в активной области. Последнее предположение применяется и далее в процессе самосогласованного расчета.

Для вычисления заряда в активной области решается уравнение Шредингера (2) в виде задачи переноса [17]. В ряде же известных моделей самосогласованный потенциал рассчитывается для задачи с фиксированными значениями волновых функций на границах активной области, что приводит к определенным погрешностям [20].

После решения уравнения Шредингера проводится нормировка волновых функций. Затем решается линеаризованное уравнение Пуассона относительно поправки  $\delta\Phi$  для всего прибора (приконтактные и активная области) [18]. Итерационный процесс продолжается до полной сходимости. Таким образом, уравнение Шредингера для основной зоны и уравнение Пуассона совместно решаются с помощью системного метода последовательной концепции [17,18,23]. Отметим, что при этом учитывается нелинейная зависимость заряда от электростатического потенциала как в классических (приконтактных), так и в квантово-механических областях с помощью производной  $\partial n(\Phi)/\partial \Phi$ . Определение последней осуществляется на основе формул (1) и (4) соответственно. Эти действия позволяют повысить надежность и улучшить сходимость итераций.

Для того чтобы учесть влияние  $\Gamma$ – $X$ -междолинного рассеяния, в модели на втором этапе решаются два связанных уравнения Шредингера [20], которые в нашем случае принимают вид

$$\begin{bmatrix} V^\Gamma - q\Phi(x) - E + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^\Gamma} & \alpha\delta(x) \\ \alpha\delta(x) & V^X - q\Phi(x) - E + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^X} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi^\Gamma \\ \psi^X \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m^\Gamma} \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ 0 & -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{m^X} \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi^\Gamma \\ \psi^X \end{bmatrix} = 0, \quad (5)$$

где  $m^\Gamma$  и  $m^X$  — эффективные массы для  $\Gamma$ - и  $X$ -зон в соответствующем слое материала,  $\psi^\Gamma$  и  $\psi^X$  — волновые функции  $\Gamma$ - и  $X$ -зон,  $k_\parallel$  — поперечный волновой вектор,  $V^\Gamma$  — высота барьера в  $\Gamma$ -зоне,  $V^X$  — высота барьера в  $X$ -зоне,  $\alpha$  — константа взаимодействия между зонами,  $\delta$  — функция Дирака,  $\Phi(x)$  — электростатический потенциал, вычисленный на первом этапе.

Опишем конечно-разностные аппроксимации для уравнения Шредингера, используемые в разработанной численной модели. Для их вывода применялся интегроинтерполяционный подход Тихонова–Самарского [23].

Так, в более сложном случае двух зон аппроксимация для уравнений Шредингера (5) для внутренних узлов

сетки пространственной дискретизации  $i$  имеет вид

$$\psi_{i+1}^R = \left[ \frac{h_{i+1} m_i^R (h_i + h_{i+1}) \left( V_i^R - E + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_i^R} \right)}{\hbar^2} + \frac{h_{i+1}}{h_i} + 1 \right] \times \psi_i^R - \frac{h_{i+1}}{h_i} \psi_{i-1}^R + \frac{m_i^R h_{i+1} (h_i + h_{i+1})}{\hbar^2} \alpha \delta_i \psi_i^P, \quad (6)$$

где в величине  $V_i^R$  учтен электростатический потенциал. Во внутренних граничных точках  $i$  используются соотношения

$$\psi_i^{R-} = \psi_i^{R+}, \quad (7)$$

$$\frac{\hbar^2}{2} \left[ \frac{1}{m_R} \frac{\partial}{\partial x} \psi_i^{R-} - \frac{1}{m_R} \frac{\partial}{\partial x} \psi_i^{R+} \right] + \alpha \psi_i^P = 0, \quad (8)$$

что позволяет получить следующую аппроксимацию для уравнений Шредингера на гетерограницах:

$$\begin{aligned} \psi_{i+1}^R = & \left( \frac{h_{i+1} m_i^{R+}}{\hbar^2} \left( h_i (V_i^{R-} - E + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_i^{R-}}) \right. \right. \\ & \left. \left. + h_{i+1} \left( V_i^{R+} - E + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_i^{R+}} \right) \right) + \frac{h_{i+1}}{h_i} \frac{m_i^{R+}}{m_i^{R-}} + 1 \right) \psi_i^R \\ & - \frac{h_{i+1}}{h_i} \frac{m_i^{R+}}{m_i^{R-}} \psi_{i-1}^R + \frac{\alpha h_{i+1} m_i^{R+}}{\hbar^2} (h_i \delta_i^- + h_{i+1} \delta_i^- + 2) \psi_i^P. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь для  $\Gamma$ -зоны  $R = \Gamma$ ,  $P = X$ , для  $X$ -зоны  $R = X$ ,  $P = \Gamma$ , индексами  $R_-$  и  $R_+$  обозначены значения в граничной точке по разные стороны от границы раздела,  $h_i$  — шаг сетки, равный  $x_i - x_{i-1}$ ,  $x_i$  — узел сетки пространственной дискретизации

В результате конечно-разностной аппроксимации два связанных уравнения Шредингера (5) сводятся к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) вида

$$A\Psi = f, \quad (10)$$

где  $A$  — пятидиагональная матрица (несимметричная),  $\Psi$  — вектор-столбец, включающий значения волновой функции  $\psi$  в узлах сетки пространственной дискретизации для двух зон,  $f$  — вектор-столбец правых частей. СЛАУ (10) решается с помощью прямого численного метода, учитывающего вид матрицы коэффициентов.

Конечно-разностная аппроксимация для уравнения Пуассона проводилась с учетом поверхностного заряда на границе раздела двух сред [17,18,21]. Узлы сетки пространственной дискретизации приходятся на границы раздела двух сред, так же как и для уравнений Шредингера.

На основе полученных волновых функций рассчитывается коэффициент прозрачности и затем определяется плотность тока  $J$  [17,18] в зависимости от прикладываемого напряжения  $V$ .

Разработанная комбинированная модель характеризуется повышенной эффективностью вследствие того,

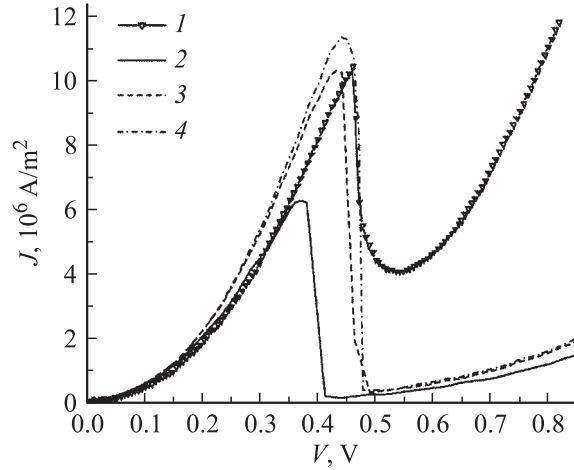


Рис. 1. Влияние коэффициента формы барьера  $\gamma$  на ВАХ РТД1.

что решение двух связанных уравнений Шредингера осуществляется только один раз, что уменьшает время расчета на ЭВМ. Программа, реализующая предложенную модель, была включена в систему моделирования нанoeлектронных приборов NANODEV [24], предназначенную для персональных ЭВМ.

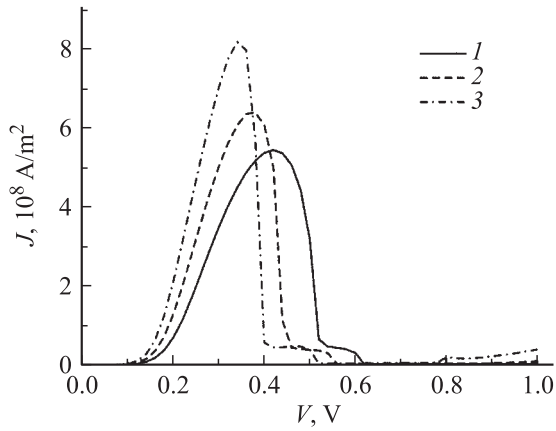
### 3. Результаты и их обсуждение

Сначала рассмотрим результаты моделирования РТД1 на основе GaAs/Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As [25].

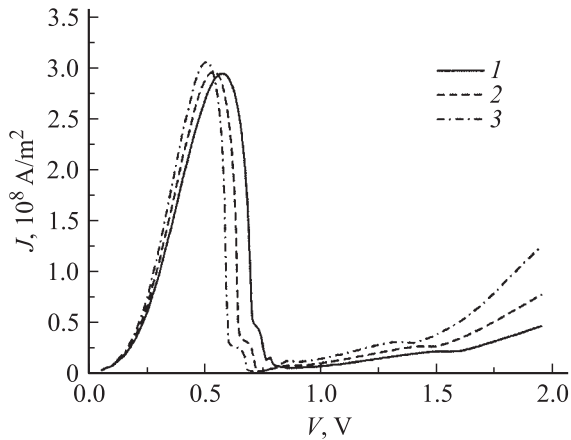
На рис. 1 приведены результаты расчета ВАХ при различных значениях коэффициента формы барьера  $\gamma$  (кривые 2–4), полученные с помощью однозонной комбинированной модели [18], и экспериментальные данные<sup>1</sup> (кривая 1) работы [25]. Коэффициент формы барьера  $\gamma$  связан с параметром  $\beta$  работы [18] соотношением  $\gamma = \beta/\lambda$ , где  $\lambda = \frac{q^2 \ln 2}{8\pi\epsilon_s\epsilon_0 d}$ , а  $d$  — ширина барьера. Кривые 2–4 получены для трех значений коэффициента  $\gamma$ , а именно 0, 0.25 и 0.3. Заметим, что однозонная комбинированная модель может рассматриваться как частный случай описанной двухзонной модели при  $\alpha = 0$ .

Из рис. 1 следует, что с ростом  $\gamma$  наблюдается увеличение пиковых токов и напряжений, которое можно связать с возрастанием проницаемости барьеров с изменением (сглаживанием) их формы. Видно, что согласование результатов моделирования с экспериментальными данными по пиковым токам и напряжениям может быть получено с использованием однозонной комбинированной модели (без учета  $\Gamma$ – $X$ -междолинного рассеяния) в случае использования гиперболической аппроксимации барьеров и квантовой ямы [18], не прибегая к другим согласующим параметрам модели [18].

<sup>1</sup> Все экспериментальные данные для удобства сравнения приведены для плотностей токов.



**Рис. 2.** Сравнение ВАХ РТД2 для различных положений границ раздела „сшивки“.



**Рис. 3.** Сравнение ВАХ РТД3 для различных положений границ раздела „сшивки“.

Принципиально важным вопросом в одно- и двухзонной комбинированных моделях является выбор границ раздела „сшивки“ областей, в которых используется полуклассический и квантово-механический подходы. Проведем исследование этого вопроса для предложенной двухзонной модели.

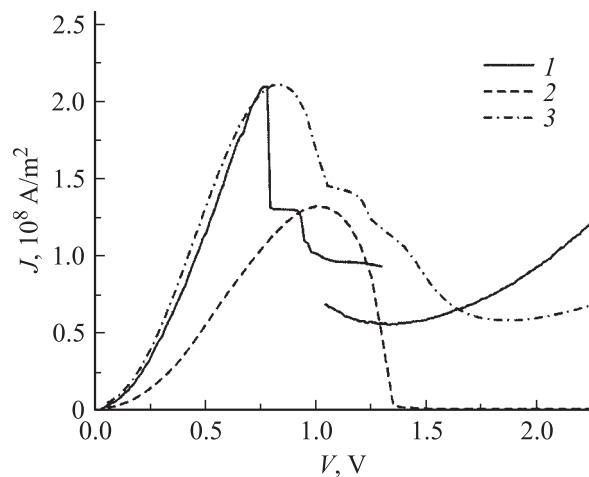
Расчет ВАХ проводился для двухбарьерных РТД, изготовленных на основе GaAs/AlAs. Первая исследуемая структура РТД2 [26], вторая — РТД3 [27]. Поверхностные состояния на границе раздела двух сред в данных исследованиях не учитывались. Все расчеты проводились для случая равномерной сетки с шагом 1 Å. При вычислениях использовались значения параметров материалов работы [20].

На рис. 2 проиллюстрировано влияние положения границы „сшивки“ в областях эмиттера и коллектора на ВАХ РТД2 при температуре  $T = 93$  К: 1 —  $L = 15$  Å, 2 —  $L = 25$  Å, 3 —  $L = 35$  Å ( $L$  — расстояние от барьеров до границ „сшивки“ в эмиттере и коллекторе). На рис. 3 приведены результаты моделирования ВАХ РТД3 при  $T = 300$  К: 1 —  $L = 10$  Å, 2 —  $L = 15$  Å, 3 —  $L = 20$  Å.

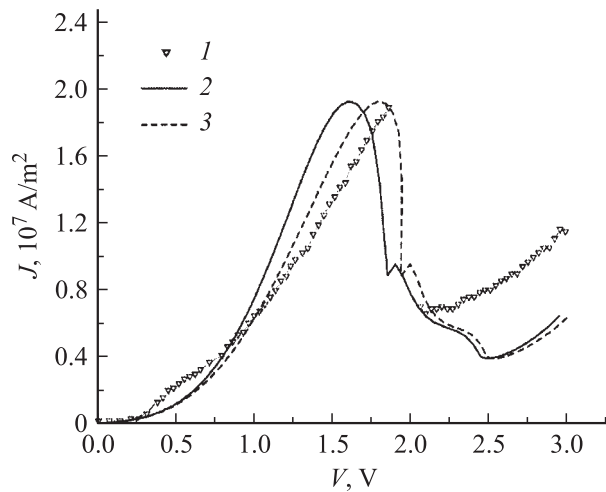
Из рисунков следует, что увеличение параметра  $L$  приводит к увеличению пикового и долинного токов и уменьшению пикового напряжения. Это можно объяснить следующим образом. В предложенной модели в приконтактных областях концентрация электронов рассчитывается с использованием Больцмановской аппроксимации статистики Ферми–Дирака, а в активной области прибора концентрация электронов находится на основе решения уравнений Шредингера (5). Следовательно, при изменении границ активной области меняется профиль потенциала, что неизбежно влияет на рассчитываемую ВАХ РТД.

Таким образом, положение границы „сшивки“ при моделировании РТД является важным фактором, который может ощутимо влиять на результаты расчета ВАХ. В связи с изложенным положение границы „сшивки“ в комбинированных моделях РТД необходимо выбирать исходя из малости изменения рассчитываемых ВАХ. Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что это возможно. Использование указанного критерия позволяет повысить эффективность расчетов по предложенным комбинированным моделям.

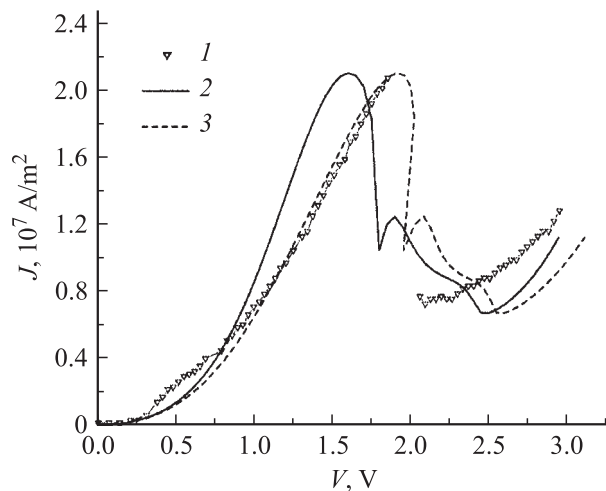
На рис. 4 приведены результаты сравнения ВАХ РТД4 [28], полученные с помощью разработанных комбинированных однозонной (кривая 2) и двухзонной (кривая 3) моделей с экспериментальными данными [28] (кривая 1). Из рисунка следует, что для рассматриваемой системы материалов важно учитывать влияние взаимодействия между  $\Gamma$ - и  $X$ -долинами. Более того, с его помощью может быть объяснена область „плато“ на ВАХ РТД в рамках стационарной модели. Расчеты ВАХ проводились для различных значений только одного согласующего параметра  $\alpha$ . Наилучший результат расчета получен при  $\alpha = 0.47$  эВ · Å (кривая 3). Необходимо отметить, что учет  $\Gamma$ – $X$ -междолинного рассеяния для структур GaAs/AlAs позволил получить неплохое согласование с экспериментом по пиковому и долинному



**Рис. 4.** Сравнение ВАХ РТД4, рассчитанных с использованием однозонной (2) и двухзонной (3) моделей, с экспериментальными данными (1) работы [28].



**Рис. 5.** Сравнение ВАХ РТД5, рассчитанных с использованием двухзонной модели при  $\alpha = 0.45 \text{ эВ} \cdot \text{Å}$ , с экспериментальными данными работы [29] (1 — эксперимент, 2 —  $R = 0$ , 3 —  $R = 3 \text{ Ом}$ ).



**Рис. 6.** Сравнение ВАХ РТД5, рассчитанных с использованием двухзонной модели при  $\alpha = 0.5 \text{ эВ} \cdot \text{Å}$ , с экспериментальными данными работы [29] (1 — эксперимент, 2 —  $R = 0$ , 3 —  $R = 5 \text{ Ом}$ ).

току, что редко достигается в известных моделях. Это подтверждает адекватность предложенной двухзонной модели.

На рис. 5 и 6 приведены результаты расчета РТД5 на основе GaAs/AlAs [29], при вариации всего лишь трех согласующих параметров двухзонной модели, а именно  $s$ ,  $\alpha$  и  $R$ , где  $R$  — сопротивление приконтактных областей РТД. При этом экспериментальное значение площади поперечного сечения РТД5  $s = 1962 \text{ мкм}^2$ . На рис. 5 и 6 величины  $s$  отличаются от этого значения в меньшую сторону на 16 и 23% соответственно. Это, с одной стороны, можно объяснить естественной экспериментальной погрешностью для поперечного сечения активной области РТД, а с другой — неучетом при

моделировании других механизмов рассеяния. Видно, что с помощью разработанной двухзонной комбинированной модели могут быть получены удовлетворительные результаты согласования с экспериментов в области долины и „плато“ в отличие от однозонной модели.

Сделаем замечание по поводу области „плато“. Обычно ее наличие объясняется в рамках нестационарных моделей [30,31]. В книге [32] она анализируется с применением стационарной модели. С помощью предложенной двухзонной комбинированной модели область „плато“ может быть объяснена  $\Gamma$ – $X$ -междолинным рассеянием, по крайней мере для ряда РТД, и также в рамках стационарной модели.

## 4. Заключение

Разработана комбинированная двухзонная модель РТД, основанная на полуклассическом и квантовомеханическом подходах, которая может быть реализована на персональных ЭВМ, и позволяющая получить удовлетворительное согласование с экспериментальными данными. С ее помощью в рамках стационарной модели в отличие от комбинированной однозонной модели может быть объяснена область „плато“ на ВАХ РТД.

Авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю признательность проф. George I. Haddad, д-ру Gerhard Klimeck и канд. физ.-мат. наук И.А. Обухову за любезно предоставленные работы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Государственной комплексной программы научных исследований „Наноматериалы и нанотехнологии“ Республики Беларусь.

## Список литературы

- [1] N.J. Pulsford, R.J. Nicholas, P. Dawson, K.J. Moore, G. Duggan, C.T.B. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, **63**(20), 2284 (1989).
- [2] H.C. Liu. *Appl. Phys. Lett.*, **51**(13), 1019 (1987).
- [3] J.P. Sun, R.K. Mains, K. Yang, G.I. Haddad. *J. Appl. Phys.*, **74**(8), 5053 (1993).
- [4] Y.-C. Chang. *Phys. Rev. B*, **37**(14), 8215 (1988).
- [5] S. Biondini, G. Borgioli. *Proc. WASC0M2003 12th Conf. on Waves and Stability in Continuous Media* (World Scientific, Singapore, 2004) p. 78.
- [6] R. Yang, M. Sweeny, D. Day, J. Xu. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **38**(3), 442 (1991).
- [7] O. Morandi, M. Modugno. *Phys. Rev. B*, **71**(23), 235331 (2005).
- [8] D. Ting, E. Yu, T. McGill. *Phys. Rev. B*, **45**(7), 3583 (1992).
- [9] Г.Ф. Караваев, А.А. Воронков. *Изв. вузов. Физика*, **10**, 3 (2000).
- [10] С.Н. Гриняев, Г.Ф. Караваев, В.Н. Чернышев. *ФТП*, **28**(8), 1393 (1994).
- [11] Г.Ф. Караваев, С.Н. Гриняев, В.Н. Чернышев. *Изв. вузов. Физика*, **9**, 64 (1992).

- [12] Г.Ф. Караваев, А.А. Воронков. Изв. вузов. Физика, **1**, 78 (2003).
- [13] L. Demeio, L. Barletti, A. Bertoni, P. Bordone, C. Jacoboni. Physica B, **314**, 104 (2002).
- [14] R. Lake, G. Klimeck, R.C. Bowen, D. Jovanovich. J. Appl. Phys., **81** (12), 7845 (1997).
- [15] R.C. Bowen, G. Klimeck, R.K. Lake, W.R. Frensley, T. Moise. J. Appl. Phys., **81** (7), 3207 (1997).
- [16] T.B. Boykin, R.C. Bowen, G. Klimeck, K.L. Lear. Appl. Phys. Lett., **75** (9), 1302 (1999).
- [17] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко. Электромагнит. волны и электрон. системы, **7** (3), 54 (2002).
- [18] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломейцева. ФТП, **39** (9), 1138 (2005).
- [19] J.P. Sun, R.K. Mains, K. Yang, G.I. Haddad. J. Appl. Phys., **74** (8), 5053 (1993).
- [20] J.P. Sun. *Modeling of semiconductor quantum devices and its application* (Ph.D. Theses, Dep. of EECS, Univ. of Michigan, Ann Arbor, 1993).
- [21] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломейцева. Микросистемная техника, **9**, 36 (2004).
- [22] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломейцева. Докл. БГУИР. Электроника, материалы, технологии, информатика, **4**, 42 (2004).
- [23] И.И. Абрамов. *Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем* (Минск, БГУ, 1999).
- [24] И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, С.А. Игнатенко, А.В. Королев, Е.Г. Новик, А.И. Рогачев. Микроэлектроника, **32** (2), 124 (2003).
- [25] J.S. Wu, C.Y. Chang, C.P. Lee, K.H. Chang, D.G. Liu. Sol. St. Electron., **4**, 403 (1991).
- [26] H. Mizuta, T. Tanoue. *The physics and applications of resonant tunneling diodes* (Cambridge University Press, 1995).
- [27] T. Wei, S. Stapleton, O. Berolo. J. Appl. Phys., **77** (8), 4071 (1995).
- [28] E.R. Brown, W.D. Goodhue, T.C. L.C. Sollner. J. Appl. Phys., **64** (3), 1519 (1988).
- [29] S.C. Kan, H. Morkoc, A. Yariv. Appl. Phys. Lett., **52** (26), 2250 (1988).
- [30] K.L. Jensen, F.A. Buot. Phys. Rev. Lett., **66** (8), 1078 (1991).
- [31] P. Zhao, D.L. Woolard, B.L. Gelmont, H.-L. Cui. J. Appl. Phys., **94** (3), 1833 (2003).
- [32] И.А. Обухов. *Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах* (Севастополь, Вебер, 2005).

Редактор Л.В. Беляков

## Two-band combined model of resonant tunneling diode

*I.I. Abramov, I.A. Goncharenko, N.V. Kolomeitseva*

Belarusian State University  
of Informatics and Radioelectronics,  
220013 Minsk, Belarus

**Abstract** The two-band combined model of resonant tunneling diode, based on semiclassical and quantum-mechanical (wave function formalism) approaches is proposed. The developed model allows to take into account classical and quantum-mechanical regions interaction and  $\Gamma$ - $X$  intervalley scattering. It was shown that satisfactory agreement of  $I$ - $V$  characteristics with experimental data can be obtained with the use of the model. The „plateau“ region on the  $I$ - $V$  characteristics may be explained in the framework of the proposed stationary model.